

## ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ КОНТАКТ С ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

*А.И.Буздин, М.Ю.Куприянов*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
119899, Москва*

Поступила в редакцию 21 февраля 1991 г.

Рассмотрен в "грязном" пределе контакт сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник (*SFS*). Показано, что критический ток осциллирует, обращаясь в ноль, с изменением толщины *F*-слоя и величины обменного поля в ферромагнетике.

Как было отмечено в работе <sup>1</sup>, в чистых *SFS*-контактах возможны осцилляции критического тока при изменении параметров материала *F*-слоя. Однако, на эксперименте практически всегда реализуется "грязный" предел, в котором, как полагалось в <sup>1</sup>, эффект осцилляций подавлялся. В настоящей работе, используя предложенный в <sup>2</sup> метод, проанализированы джозефсоновские свойства *SFS*-контакта в "грязном" пределе и доказано, что осцилляционный характер изменения критического тока  $I_c$  от толщины  $d_n$  и обменного поля  $I$  материала прослойки существует и в этом случае.

Будем считать, что для образующих *SFS*-сэндвич (см. рис.1) материалов выполнены условия "грязного" предела, критическая температура ферромагнетика равна нулю, а величина его обменного поля  $I \gg T_c$ , где  $T_c$  - критическая температура массивного сверхпроводника. Типичное значение  $I$  в ферромагнетиках лежит в интервале  $10^2 \div 10^3$  К. Поэтому последнее из условий практически всегда выполнено, по крайней мере для обычных сверхпроводников.

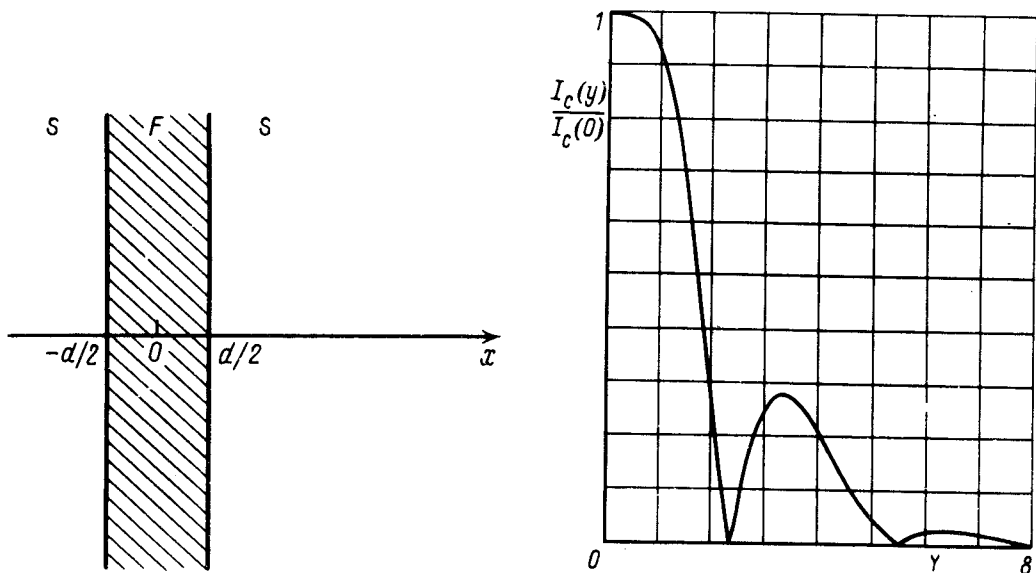


Рис. 1. Геометрия *SFS* сэндвича

Рис. 2. Зависимость критического тока контакта от параметра  $y = \frac{d}{\xi_n^*} \sqrt{\frac{2I}{\pi T_c}}$

1. В области температур близких к критической, следуя <sup>1</sup>, введем функции

$$F_{s,n}^{\pm} = F_{s,n}(\omega) \pm F_{s,n}(-\omega), \quad (1)$$

где  $F_{s,n}$  - функции Узаделя в *S*- и *F*-областях,  $\omega = \pi T(2n+1)$  - мацубаровские частоты. Совместим начало координат с серединой *F*-слоя и направим ось *X* перпендикулярно поверхностям раздела. Тогда, с учетом сделанных выше предположений, уравнения Узаделя, описывающие свойства *SFS* сэндвича представимы в виде

$$\pi T_c (\xi_n^*)^2 \frac{d^2}{dx^2} F_n^{\pm} \mp i I F_n^{\mp} = 0, \quad |x| \leq d_n, \quad (2a)$$

$$\pi T_{c0} (\xi_{n,s}^*)^2 \frac{d^2}{dx^2} F_s^{\pm} - |\omega| F_s^{\pm} = 2\Delta \delta^{\pm}, \quad |x| \geq d_n. \quad (2b)$$

Здесь  $\delta^+ = 1$ ,  $\delta^- = 0$ ,  $\xi_{n,s}^* = (D_{n,s}/2\pi T_c)^{1/2}$  и  $D_{n,s}$  - длины когерентности и коэффициенты диффузии *F*- и *S*-металлов. Систему уравнений (1) необходимо

дополнить граничными условиями на  $SF$ -границах <sup>4</sup> (в точках  $x = \pm d_n/2$ ):

$$F_s^\pm = F_n^\pm, \quad \sigma_s \frac{d}{dx} F_s^\pm = \sigma_n \frac{d}{dx} F_n^\pm, \quad (3)$$

где  $\sigma_{s,n}$  - проводимости  $S$ - и  $F$ -слоев в нормальном состоянии. Решение краевой задачи (2), (3) представимы в виде

$$\begin{aligned} F_n^\pm &= A_1 \operatorname{ch} \beta_n x \pm A_2 \operatorname{ch} \beta_n^* x + B_1 \operatorname{ch} \beta_n x \pm B_2 \operatorname{ch} \beta_n^* x, & \beta_n &= (1+i)(I/D_n)^{1/2}, \\ F_s^- &= C \exp(-\beta_s(x-d_n/2)), & \beta_s &= (2|\omega|/D_s)^{1/2}, & x > d_n/2, \\ F_s^- &= \tilde{C} \exp(\beta_s(x+d_n/2)), & & & x < -d_n/2, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A_{1,2}$ ,  $B_{1,2}$ ,  $C$ ,  $\tilde{C}$  - подлежащие определению постоянные. Подставляя (4) в граничные условия (3), получаем, что при достаточно высокоомном материале прослойки

$$\gamma = \frac{\sigma_n \xi_s^*}{\sigma_s \xi_n^*} \left\{ \begin{array}{ll} (\pi T_c/I)^{1/2}, & d_n > \xi_n^* (\pi T_c/I)^{1/2}, \\ \min\{(d_n/\xi_n^*), (\xi_n^*/d_n)^3 (\pi T_c/I)^2\} & d_n < \xi_n^* (\pi T_c/I)^{1/2}, \end{array} \right.$$

граничные условия на функции  $F_{s,n}^+$  фактически не зависят от  $\omega$ . Это обстоятельство позволяет свести задачу к решению уравнений Гинзбурга - Ландау (ГЛ) в сверхпроводящих электродах с граничным условием при  $x = \pm d_n/2$  вида

$$\begin{aligned} \frac{\Delta'(d_n/2) + \Delta'(-d_n/2)}{\Delta(d_n/2) - \Delta(-d_n/2)} &= \frac{\sigma_n}{2\sigma_s} (\beta_n \operatorname{cth}(\beta_n d_n/2) + \text{к.с.}), \\ \frac{\Delta'(d_n/2) - \Delta'(-d_n/2)}{\Delta(d_n/2) + \Delta(-d_n/2)} &= \frac{\sigma_n}{2\sigma_s} (\beta_n \operatorname{th}(\beta_n d_n/2) + \text{к.с.}), \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь штрихом обозначено дифференцирование по координате  $x$ .

Используя первый интеграл уравнений ГЛ и действуя далее аналогично <sup>5</sup>, приходим к синусоидальной зависимости сверхтока от разности фаз параметров порядка  $\varphi$  с критическим током

$$I_c R_n = V_0 y \frac{|\operatorname{sh}(y) \cos(y) + \operatorname{ch}(y) \sin(y)|}{\operatorname{sh}^2(y) \cos^2(y) + \operatorname{ch}^2(y) \sin^2(y)}, \quad y = \frac{d_n}{\xi_n^*} \left[ \frac{2I}{\pi T_c} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $R_n$  - сопротивление контакта, а  $V_0 = \pi \Delta^2(d_n/2)/4eT_c$ . Необходимо отметить, что отрицательные значения выражения под знаком модуля в (6) соответствуют так называемому  $\pi$ -контакту <sup>6</sup>, в котором минимальной энергии отвечает разность фаз  $\pi$ , т.е. противоположный знак параметра порядка в электродах контакта.

Рассчитанная по формуле (6) зависимость  $I_c(y)$  представлена на рис.2. Видно, что критический ток осциллирует с ростом  $y$ , обращаясь в ноль при  $y \approx 3\pi/4 + \pi k$ , причем значение  $I_c R_n$  во втором максимуме составляет примерно 30% от  $I_c R_n(y=0)$ . Таким образом, эффект немонотонного поведения зависимости  $I_c(y)$  вполне может быть наблюдаем экспериментально.

2. При вычислении  $I_c$  при конечных температурах необходимо принимать во внимание, что аномальные функции Узаделя  $F$  и  $\tilde{F}$  связаны в  $F$ -металле

соотношением  $\tilde{F}(\omega) = F^*(\omega \rightarrow -\omega)$ , а условие нормировки сводится к  $G^2 + F\tilde{F} = 1$ . В отличие от обычной ситуации (когда  $\tilde{F}(\omega) = F^*(-\omega) = F^*(\omega)$ ) при наличии обменного поля <sup>1)</sup>  $\tilde{F}(I) = F^*(-I)$ .

В пределе больших толщин  $F$ -слоя  $y > 1$  и при условии выполнения неравенства (4), гарантирующего применимость жестких граничных условий на  $SF$ -границах, решение уравнений Узаделя представимо в виде <sup>7,8</sup> :

$$F = \exp(-i\varphi/2) \sin \alpha^- + \exp(i\varphi/2) \sin \alpha^+,$$

$$\alpha^\pm = 4 \arctg \{ A \exp[\pm(1 + i \operatorname{sign} \omega)(I/D_n)^{1/2}(x \mp d_n/2)] \}, \quad (7)$$

$$A = |\Delta| / \{ \Omega + |\omega| + (2\Omega(\Omega + |\omega|))^{1/2} \}, \quad \Omega = (\omega^2 + |\Delta|^2)^{1/2}.$$

Подставляя (7) в выражение для сверхтока

$$j(\varphi) = i\pi N(0) D_n T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} (F \frac{d}{dx} \tilde{F} - \tilde{F} \frac{d}{dx} F) \quad (8)$$

и учитывая отмеченные выше свойства симметрии функций  $F$  при замене  $\omega$  на  $-\omega$ , для критического тока  $I_c$  получаем

$$I_c R_n = 32\sqrt{2}(\Delta/c) \mathcal{F}(\Delta/T) y \exp(-y) \sin(y + \pi/4), \quad (9)$$

$$\mathcal{F}(\Delta/T) = \pi T \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\Delta}{(\Omega + \omega)[(2\Omega)^{1/2} + (\Omega + \omega)^{1/2}]} = \begin{cases} \frac{\pi}{128}(\Delta/T_c), & T \approx T_c \\ 0,071, & T \ll T_c \end{cases}$$

Температурная зависимость функции  $\mathcal{F}(T)$  представлена на рис.3. Вблизи критической температуры выражение (9) переходит в формулу (6) в области  $y \gg 1$ . Это позволяет прийти к заключению, что представленный на рис.2 характер зависимости  $I_c(y)$  справедлив во всем интервале температур  $T \leq T_c$  и является общим явлением, присущем  $SFS$ -структурам.

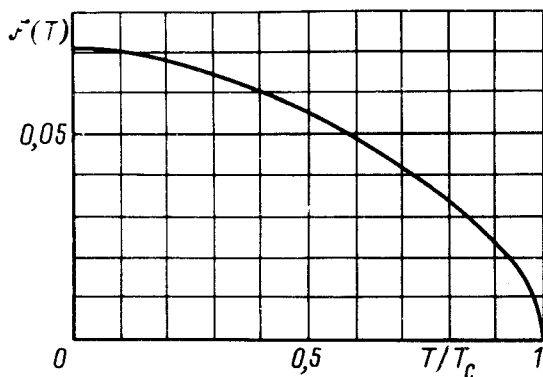


Рис. 3. Температурная зависимость функции  $\mathcal{F}(T)$

<sup>1)</sup> Не учет этого обстоятельства привел в <sup>1</sup> к некорректному выводу об исчезновении осцилляций критического тока в грязном пределе.

С экспериментальной точки зрения наиболее интересно исследовать эффекты осцилляции  $I_c$  в структурах с температурой Кюри прослойки  $\theta$  близкой к  $T_c$ . Изменение обменного поля в  $F$ -области с температурой должно при этом приводить к осцилляциям критического тока как функции температуры. Такое поведение может представлять интерес с точки зрения управления критическим током джозефсоновских контактов.

Необходимо отметить, что полученные результаты справедливы и для переходов типа мостик переменной толщины, причем при существенно менее жестких (по сравнению с (4)) ограничениях на параметры материала слабой связи.

### Литература

1. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Панюков С.В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 147; Solid State Comm., 1982, 44, 539.
  2. Буздин А.И., Куприянов М.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 1089.
  3. Usadel K. Phys. Rev. Lett., 1970, 52, 507.
  4. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. ЖЭТФ, 1988, 94, 139.
  5. Иванов З.Г. и др. ФНТ, 1981, 7, 560.
  6. Булаевский Л.Н., Кузий В.В., Собянин А.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 314.
  7. Лихарев К.К. УФН, 1979, 127, 185.
  8. Заикин А.Д., Жарков Г.Ф. ФНТ, 1981, 7, 375.
-